

УДК 533.9.07:539.1.03

Эффективный способ накачки газовых лазеров электронным пучком. Экспериментальная установка СИГЭ-1

С. В. Арланцев, Г. П. Кузьмин, И. М. Минаев, Г. П. Мхеидзе,
О. В. Тихоневич, Д. К. Ульянов

Лазеры, источники когерентного ультрафиолетового (УФ) и вакуумного УФ (ВУФ) излучения, плазмохимические реакторы, реакторы для очистки загрязненных газов и т.д. можно отнести к классу устройств, рабочей средой которых является плазма, образованная в результате взаимодействия сильноточного релятивистского электронного пучка (СРЭП) с газом. Эффективность этих устройств, объединенных под общим названием "системы инжекционной газовой электроники" (СИГЭ), в основном зависит от эффективности передачи энергии пучка газу ($\eta_g = W_g / W_b$) и эффективности преобразования переданной газу энергии W_g в энергию конечного продукта W_{in} ($\eta_{in} = W_{in} / W_g$). Рассмотрен экспериментальный стенд-лазер как частный случай СИГЭ, на котором предполагается реализовать новый эффективный способ накачки в целях оптимизации энерговыхода η_g и полезного выхода η_{in} .

PACS: 41.75.-i

Ключевые слова: лазер, электронный пучок, газ, инжекция, электроника.

Введение

Газовые лазеры наряду с источниками когерентного УФ- и ВУФ-излучения, плазмохимическими реакторами, реакторами для очистки загрязненных газов и т. д. относятся к системам инжекционной газовой электроники (СИГЭ), классу устройств, рабочей средой которых является плазма, образованная в результате взаимодействия сильноточного релятивистского электронного пучка (СРЭП) с газом.

Эффективность СИГЭ в основном зависит от эффективности передачи энергии пучка газу ($\eta_g = W_g / W_b$) и эффективности преобразования переданной газу энергии W_g в энергию конечного продукта W_{in} ($\eta_{in} = W_{in} / W_g$). Энерговклад η_g зависит от условий инжекции СРЭП в газ, а η_{in} — от процессов в пучковой плазме. В первом случае необходимо свести к минимуму непроизводительные потери энергии пучка (потери на элементах

узлов ввода пучка в камеру и потери рассеявшегося в газе пучка на стенках самой камеры), во втором случае следует воздействовать на кинетику процессов в пучковой плазме для оптимизации выхода конечного продукта.

Для возбуждения (накачки) газовых сред различных систем, в частности газовых лазеров, широкое применение нашли сильноточные импульсные (длительностью импульса несколько десятков наносекунд) ускорители электронов прямого действия. В то же время эффективным способом накачки является и электрический разряд.

Обзор технологии СИГЭ

Ранее был предложен новый способ накачки СИГЭ [1—3], в котором для оптимизации коэффициента преобразования переданной газу энергии в энергию конечного продукта η_{in} задействованы одновременно как пучковый, так и газоразрядный механизмы.

Важная особенность предлагаемого способа — возможность оптимизации коэффициента передачи энергии среде η_g в широком диапазоне изменения давления газа при одновременном изменении геометрии области наиболее эффективного возбуждения активной среды электронным пучком.

Эффективность накачки газовых лазеров во многом определяется тем, как энергия накачки передается активной среде. При этом желательно, чтобы наибольший вклад энергии накачки был обеспечен именно в ту область активной среды

Арланцев Сергей Васильевич, начальник отдела.
ФГУП «ОКБ высокоэнергетических лазеров "Гранат"
им. В. К. Орлова».
Россия, 125424, Москва, Волоколамское шоссе, 95.
Тел. (495) 491-61-00. E-mail: arlantsev@mail.ru.
Кузьмин Геннадий Петрович, зав. лабораторией.
Минаев Игорь Михайлович, ведущий научный сотрудник.
Мхеидзе Гурам Павлович, ведущий научный сотрудник.
Тихоневич Олег Вадимович, научный сотрудник.
Ульянов Денис Константинович, научный сотрудник.
Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН.
Россия, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38.
Тел. (499) 503-82-36.

Статья поступила в редакцию 28 октября 2009 г.

лазера, где формируется излучение. Эта область определяется типом резонатора.

В настоящее время применяются различные типы резонаторов, отличающиеся один от другого конфигурацией и расположением зеркал. Для примера на рис. 1 приведена схема конфокального резонатора. Показан характер изменения огибающей интенсивности поля (кривые 1, 2) вдоль оси этого резонатора. Распределение огибающей интенсивности поля по сечению резонатора меняется вдоль его оси x по закону [4]

$$w^2 = w_0^2 + (x/kw_0)^2, \quad (1)$$

где $k = 2\pi/\lambda$, λ — длина волны;

w_0 — радиус огибающей интенсивности поля в фокальной плоскости резонатора ($x = 0$).

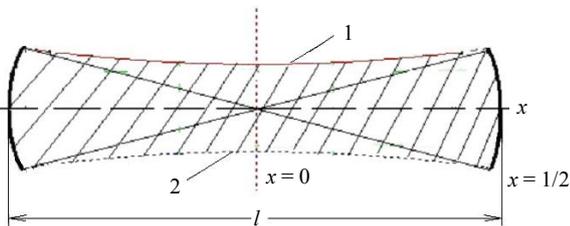


Рис. 1. Характер изменения огибающей интенсивности поля вдоль оси конфокального резонатора (кривые 1, 2). Заштрихованная область — область, занятая излучением

Величина w_0 (1) определяется длиной резонатора l . Наибольшая эффективность использования накачки достигается в том случае, когда передача энергии пучка газу производится в заштрихованной области.

Сочетание пучкового и газоразрядного способов накачки и совмещение области накачки с активным участком лазера реализуется в условиях,

когда электронный пучок инжектируется в камеру, в которой создано мультипольное магнитное поле. Особенность такого поля заключается в том, что оно отсутствует в активном объеме рабочей камеры, сосредоточено на периферии рабочей области и "запирает пучок", эффективно отражая на периферии камеры как пучковые, так и вторичные плазменные электроны [5]. Электрический разряд в газе обусловлен полем пространственного заряда инжектированных в такую систему электронов пучка. В свою очередь величина объемного заряда в системе (а следовательно, и электрического поля) зависит от обратного тока из камеры. Величина обратного тока связана с проводимостью плазмы и местоположением токопровода.

Таким образом, появляется возможность изменить сопротивление протеканию обратного тока, что позволяет изменять в камере параметр E/n (напряженность поля/плотность газа) и, следовательно, воздействовать на кинетику процессов в генерированной плазме.

Оптимизация области энерговклада в газ (накачка преимущественно в области, где формируется излучение) возможна двумя способами: изменением числа проводников N_M в катушке K_M либо изменением тока I_M в катушке при фиксированном числе проводников.

Зависимость удельных ионизационных потерь от радиуса камеры для различных N_M^* дана на рис. 2, а. Кривые получены для аргона при давлении $P_0 = 3$ атм, энергии пучка $E_b = 300$ кэВ и токе в катушке $I_M = 80$ кА. Как видно из кривых, однородность энерговклада почти идеальная, и, что очень важно, изменением N_M можно в широких пределах варьировать радиус области с однородным распределением ионизационных потерь и изменять плотность накачки в этой области.

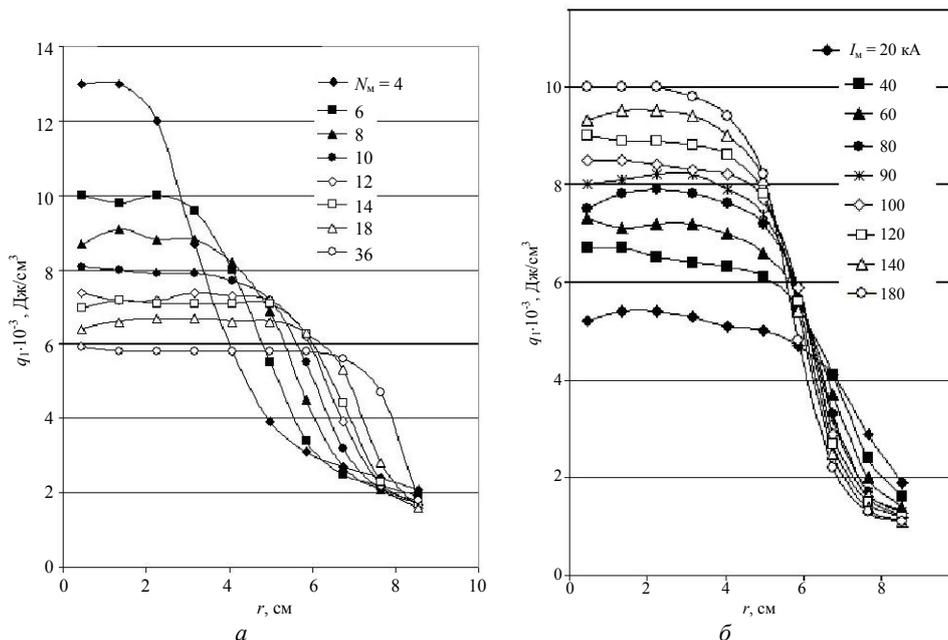


Рис. 2. Зависимость удельных ионизационных потерь q_i от радиуса камеры r при: а — различном числе N_M проводников; б — разных значениях тока I_M в катушке

* Число проводников менялось от 4 до 36. Случай с $N_M = 2$ и тем более $N_M = 1$ не рассматривался, так как при этом магнитная конфигурация перестает быть замкнутой и не препятствует уходу частиц на стенки.

Зависимость удельного энерговклада от радиуса камеры при изменении тока I_M в катушке дана на рис. 2, б. Расчет проводили при следующих условиях: $P_0 = 2$ атм, $E_b = 300$ кэВ, $N_M = 12$. Из приведенных кривых видно, что с изменением тока в создающих магнитное поле проводниках также можно изменять конфигурацию накачиваемой области и плотность ионизационных потерь в газе.

Для наглядной иллюстрации возможности оптимизации области энерговклада в предлагаемом способе накачки на рис. 3 представлены траектории инжектированных электронов пучка. Картины, иллюстрирующие заполнение рабочей камеры пучковыми электронами, получены в процессе расчета методом Монте-Карло энерговклада от пучка в камеру, заполненную аргоном, при удельном энерговкладе q . Давление аргона $P_0 = 2$ атм, энергия электронов пучка $E_b = 400$ кэВ, количество пробных частиц 200. Диаметр окружности, на которой

расположены N_M проводников, создающих мультипольное магнитное поле с током I_M , равен 180 мм. Пучок (с ножевого катода) инжектировался через фольгу из титана толщиной 20 мкм, расположенную на расстоянии 90 мм от оси камеры. Место инъекции показано на рис. 4, а стрелкой. Условно показана область, занятая излучением (ограничена окружностью радиусом w_0). Легко заметить, что в отсутствие магнитного поля или при слабом поле (см. рис. 4, а $I_M = 0$ —10 кА) пучок преимущественно попадает на стенки камеры. При этом удельная плотность энерговклада в области излучения $q \approx 1,3 \cdot 10^{-3}$ Дж/см³. С увеличением магнитного поля (с ростом тока I_M), а также с уменьшением количества проводников область энерговклада локализуется и приближается к области, занятой излучением, при этом растет и средний по этой области удельный энерговклад.

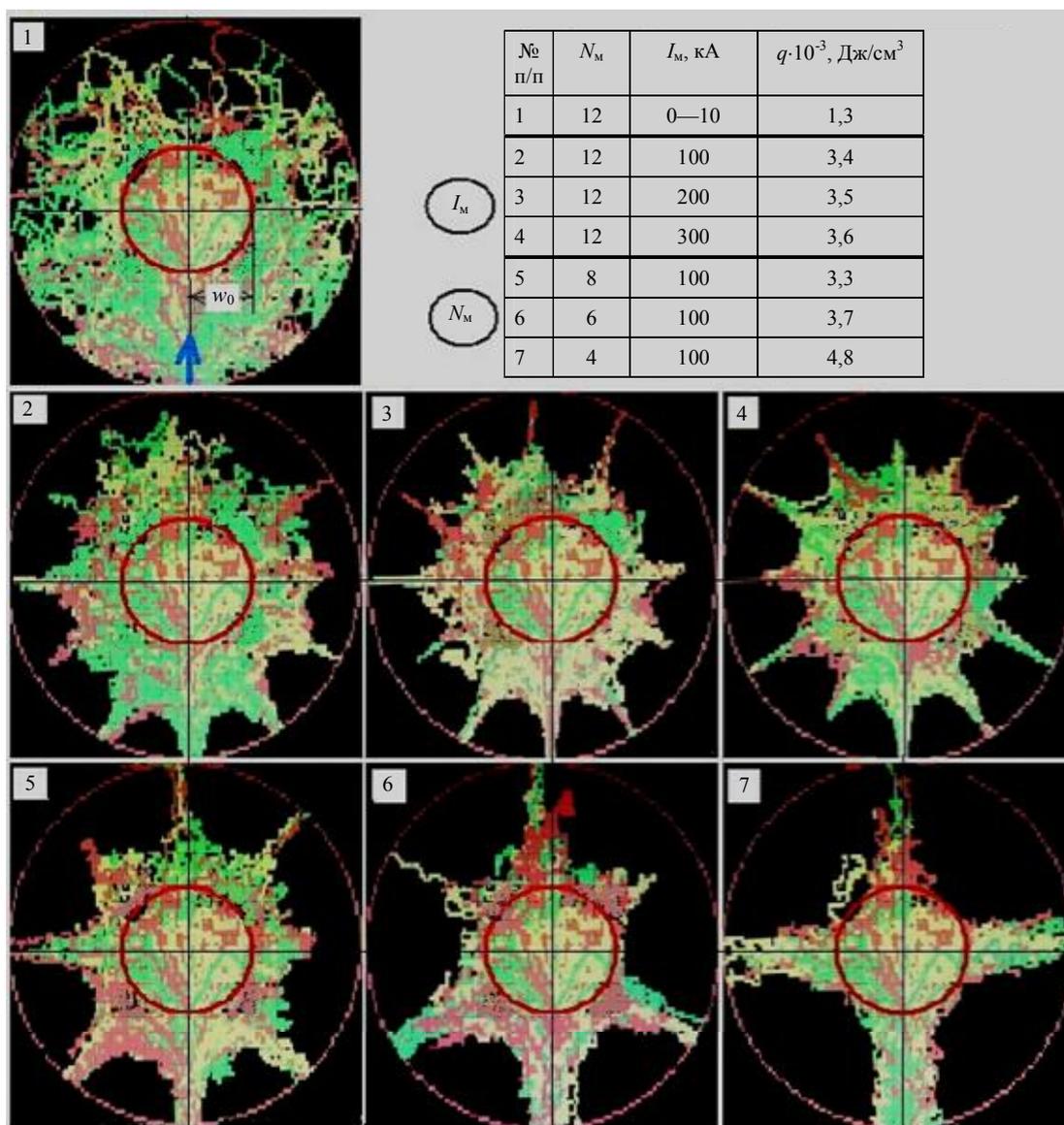


Рис. 3. Картина заполнения камеры электронами пучка при расчете энерговклада последнего в аргон

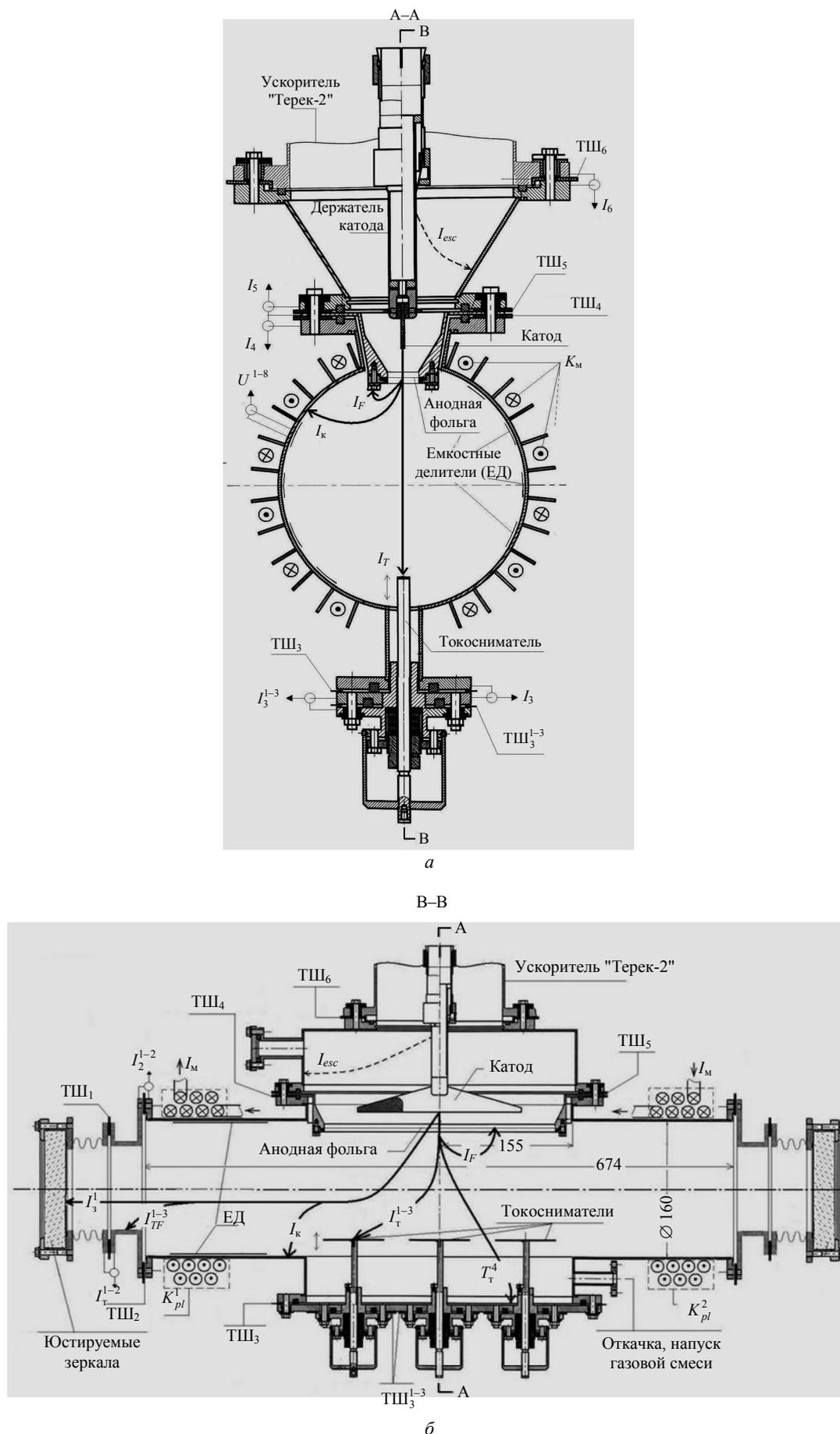


Рис. 4. Экспериментальная установка:

а — поперечный разрез А—А; б — продольный разрез В—В; ТШ — токовые шунты из электропроводящей резины

Экспериментальный стенд СИГЭ

В настоящей работе даны описание установки, на которой предполагается экспериментально реализовать предлагаемый способ возбуждения газовых сред, а также математическая модель расчета электрического поля и кинетики образующейся плазмы.

На рис. 4 представлены поперечный (а) и продольный (б) разрезы экспериментальной установки, состоящей из диодного узла, камеры взаимодействия и системы токоснимателей. Источником импульсного напряжения служит силовой блок ускорителя "Терек 1Р" [6]. Ориентировочные параметры генерируемого в диодном узле пучка: энергия электронов $E_b \approx 400$ кэВ, ток в диоде $I \approx 10$ кА, длительность импульса пучка по высоте $\tau \approx 35$ нс.

Эмитированные с графитового ножевого катода электроны через анодную фольгу (титан толщиной 10—20 мкм) попадают в камеру взаимодействия длиной 670 мм и диаметром 160 мм.

Магнитное поле в рабочей камере создается системой, состоящей из катушек K_{pl}^1 , K_M и K_{pl}^2 , схематично показанных на рис. 5. Измеренные при частоте $f = 1$ кГц значения индуктивности и омического сопротивления системы катушек соответственно равны $L = 0,078$ мГн и $R = 0,246$ Ом. Источником питания для создания магнитного поля служит конденсаторная батарея емкостью $C = 7$ мФ, заряжаемая до напряжения $U_c = 400$ —3000 В.

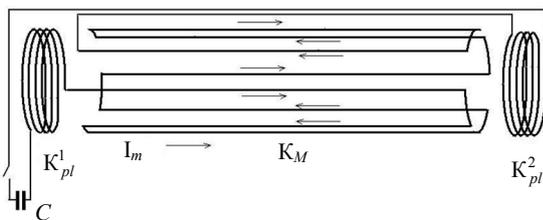


Рис. 5. Схема катушек, создающих мультиполярное магнитное поле в рабочей камере (катушка K_M) и магнитные пробки на торцах камеры (катушки K_{pl}^{1-2})

Катушки K_{pl}^1 , K_M и K_{pl}^2 намотаны на камере из нержавеющей стали толщиной 2 мм. Индуцированные в камере токи ослабляют магнитное поле в объеме камеры. Ослабление в камере синусоидального магнитного поля можно оценить по формуле

$$\frac{H}{H_0} = \sin 2\pi\tau - \frac{2\pi^2 \cdot 10^{-9} \xi}{1 + (2\pi^2 \cdot 10^{-9} \xi)^2} \times \left[2\pi^2 \cdot 10^{-9} \xi \sin 2\pi\tau + \cos 2\pi\tau - e^{-\frac{2\pi\tau}{2\pi^2 \cdot 10^{-9} \xi}} \right], \quad (2)$$

$$\text{где } \tau = \frac{t}{T}; \quad \xi = \frac{D\Delta}{T\rho};$$

D — средний диаметр камеры, см;

Δ — толщина стенки камеры, см;

T — период колебаний, с;

ρ — удельное сопротивление материала камеры, Ом·см.

По зависимости относительной амплитуды поля от времени, вычисленной по формуле (2), видим, что поле внутри камеры практически не искажается (рис. 6).

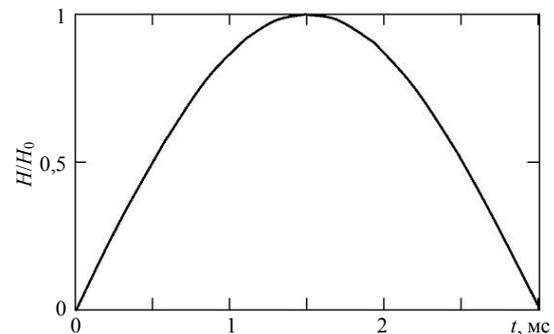


Рис. 6. Зависимость относительной амплитуды поля от времени, вычисленная по формуле (2) при $T = 6$ мс, для трубы диаметром 160 мм и толщиной стенки 2 мм

Бифилярно намотанная катушка K_M создает мультиполярное магнитное поле. Как видно из рис. 7, а, б, в области с радиусом $r = 60$ мм магнитное поле практически отсутствует. Катушки K_{pl}^1 и K_{pl}^2 образуют магнитные пробки на торцах камеры.

Следует обратить внимание на то, что перемычки, соединяющие проводники в катушке K_M (см. рис. 5), усиливают пробочное отношение, образуя дополнительный виток в катушках K_{pl}^1 и K_{pl}^2 . Реальная картина распределения магнитного поля, естественно, отличается от идеальной, представленной на рис. 7. На рис. 8 приведены результаты измерения магнитного поля для реальной установки.

Обратный плазменный ток I_{rev} , обусловленный электрическим полем пространственного заряда, инжектированного в камеру пучка, в основном течет через магнитные пробки и токосниматели. Режим протекания I_{rev} может в некоторых пределах регулироваться изменением пробочного отношения (угол раствора "конуса потерь" определяется соотношением $\sin \alpha = (B_{max}/B_0)^{-1/2}$ и с увеличением пробочного отношения уменьшается).

Такой способ регулирования I_{rev} нецелесообразен, так как при этом меняются магнитное поле в системе и, следовательно, условия эксперимента (условия инжекции пучка).

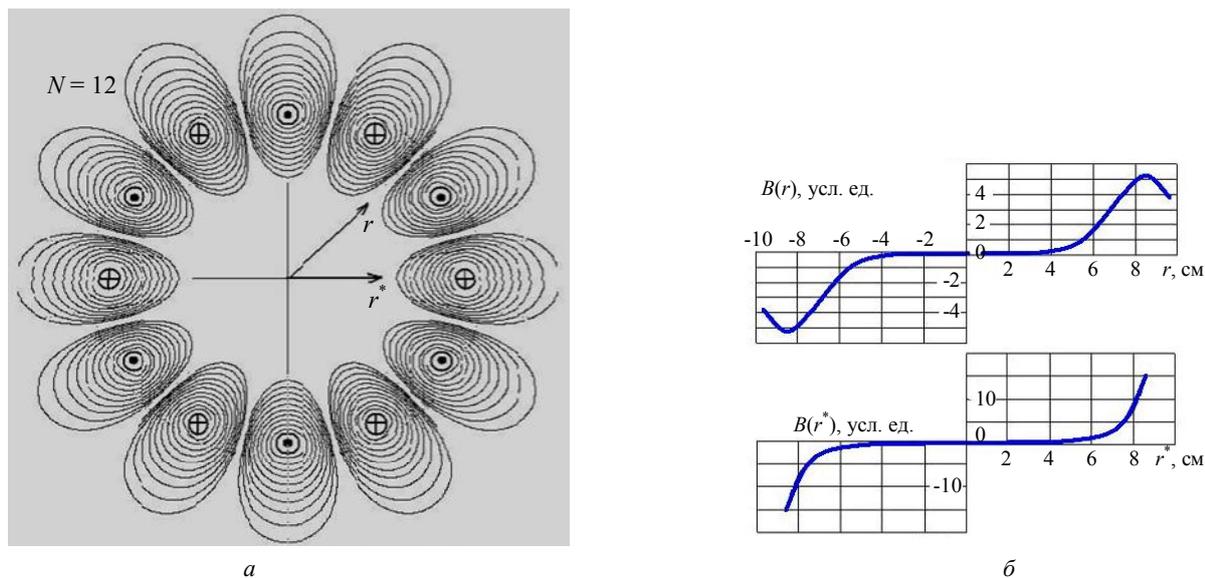


Рис. 7. Мультипольное магнитное поле:

а — картина поля, создаваемого катушкой при числе проводников $N = 12$ и среднем радиусе порядка 18 см;
 б — распределения магнитного поля по радиусу в направлениях r и r^* (расчет)

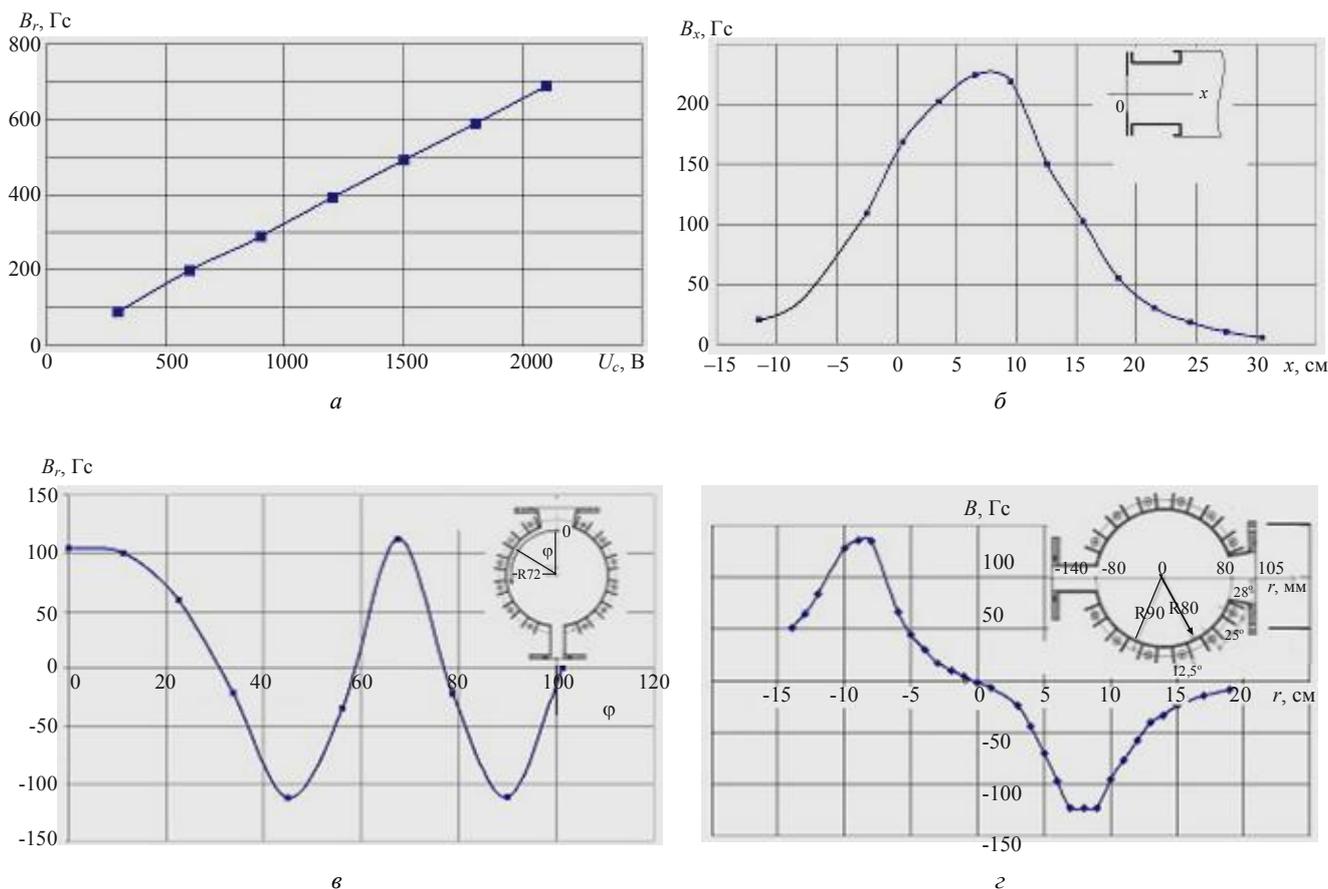


Рис. 8. Результаты измерений магнитного поля:

а — зависимость магнитного поля от напряжения на конденсаторной батарее U_c в точке 0;
 б — распределение аксиальной компоненты магнитного поля на оси камеры при $U_c = 400$ В;
 в — зависимость радиальной составляющей магнитного поля от угла ϕ при $r = 72$ мм, $U_c = 400$ В;
 з — зависимость радиальной составляющей магнитного поля от радиуса при $U_c = 400$ В

Для независимого регулирования I_{rev} (и связанных с этим изменений в параметрах пучковой плазмы) используются три токоснимателя. Без нарушения герметичности рабочей камеры токосниматели можно перемещать по радиусу в пределах 20 мм, тем самым изменяя сопротивление протеканию обратного тока. Вклад в обратный ток вносят как вторичные плазменные электроны, так и электроны пучка, прошедшие через магнитные пробки, образуемые мультипольным полем. Пучковые электроны в результате многократных элементарных процессов (ионизации, рассеяния, образования K -электронов) теряют свою энергию и хаотизируются по направлению. В результате они оказываются в значительной степени запертыми внутри камеры магнитным полем. Плазменные и пучковые электроны (потерявшие в результате многочисленных процессов энергию, пучковые электроны неотличимы от вторичных плазменных) могут попасть на зеркала (см. рис. 4, а, б), образуя токи I_{mir}^1 и I_{mir}^2 , торцевые фланцы (токи I_{TF}^1 , I_{TF}^2), три токоснимателя (токи I_T^{1+3}), на фланец, на котором смонтированы токосниматели (ток I_T^4), на камеру (ток I_K), на анодную фольгу и держатель фольги (ток I_F).

Таким образом, обратный ток является суммой этих токов: $I_{rev} = I_{mir}^{1+2} + I_{TF}^{1+2} + I_T^{1+3} + I_T^4 + I_K + I_F$. Не исключены возможности утечки тока I_{esc} с катододержателя (и с катода) на корпус диода ускорителя. Ток I_{esc} уменьшает поступающий в рабочую камеру ток пучка, но не сказывается на распределении токов в камере.

Шунты для измерения токов должны обладать незначительной индуктивностью, так как ввиду малой длительности импульса тока пучка паразитное индуктивное падение напряжения на шунте может быть значительным. Больше того, на петле присоединения измерительного кабеля к шунту тоже возникает индуктивное падение напряжения. Ранее в экспериментах были опробованы шунты из проводящей резины [7]. Индуктивность токовых шунтов (ТШ) из проводящей резины пренебрежимо мала, а коаксиальность петли присоединения минимизирует паразитную индуктивность. Токовые шунты из проводящей резины хорошо проявили себя при регистрации токов наносекундной длительности. С их помощью предполагается измерять протекающие в установке токи. Представление о необходимом числе шунтов и измеряемых шунтами токах дает следующая таблица.

Шунт	Число шунтов	Измеряемые токи
ТШ ₁ ¹⁻²	2	$I_1^{1+2} = I_{mir}^{1+2}$, токи на зеркала
ТШ ₂ ¹⁻²	2	$I_2^{1+2} = I_{mir}^{1+2} + I_{TF}^{1+2}$, токи на зеркала и торцевые фланцы
ТШ ₃ ¹⁺³	3	$I_3^{1+3} = I_T^{1+3}$, токи на три токоснимателя
ТШ ₃	1	$I_3 = I_T^{1+3} + I_T^4$, токи на токосниматели и фланец токоснимателя
ТШ ₄	1	$I_4 = I_{mir}^{1+2} + I_{TF}^{1+2} + I_T^{1+3} + I_T^4 + I_K$, токи на зеркала, торцевые фланцы, токосниматели, фланец токоснимателя и камеру
ТШ ₅	1	$I_5 = I_{rev} = I_{mir}^{1+2} + I_{TF}^{1+2} + I_T^{1+3} + I_T^4 + I_K + I_F$, токи на зеркала, торцевые фланцы, токосниматели, фланец токоснимателя, камеру, анодную фольгу и держатель фольги
ТШ ₆	1	$I_6 = I_{rev} + I_{esc}$, обратный ток и ток утечки

Итак, имеем 11 токов, текущих на тот или иной элемент экспериментальной установки, и 11 токовых шунтов, измеряющих эти токи в той или иной комбинации. Следовательно, имеем возможность идентифицировать все текущие в системе токи. (Очевидно, что для идентификации всех токов необходимо одновременное их измерение.)

От обратного плазменного тока, характера и места его протекания в большой степени зависят процессы в генерированной пучком плазме. При изменении магнитного поля и радиальном перемещении токоснимателей меняются условия протекания обратного тока (меняется как сопротивление протеканию плазменной компоненты тока, так и доля электронов, попадающих в "конус потерь"). Ситуация аналогична школьной задаче про бассейн. С увеличением сопротивления протеканию плазменного тока в результате уменьшения последнего увеличивается величина отрицательного пространственного заряда в рабочем объеме и, следовательно, электрическое поле E_r (это поле преимущественно радиальное), генерирующее обратный плазменный ток. Электрическое поле и, соответственно, плазменный ток растут до тех пор, пока последний не сравняется с пучковым. Из этих простых рассуждений видны роль пространственного заряда плазмы (потенциала плазмы) и необходимость его измерения.

Для оценки потенциала плазмы используются восемь емкостных делителей ЕД (см. рис. 4, а, б), которые расположены на одной торцевой части камеры взаимодействия. На другом торце камеры с этой же целью расположены восемь штыревых

антенн (на рис. 4, *a*, *б* они не показаны). Сигналы с емкостных делителей U^{1-8} и штыревых антенн U_{ant}^{1-8} дают информацию о потенциале плазмы. Попаданию заряженных частиц (электронов) на емкостные делители препятствует магнитное поле.

Несмотря на то, что на торцах камеры имеются магнитные пробки, полностью исключить возможность попадания заряженных частиц на зеркало нельзя. Ввиду того, что плазма имеет отрицательный потенциал, на зеркало могут попасть либо электроны (пучковые, вторичные), либо отрицательные ионы. Попадающие на зеркало электроны претерпевают многократные столкновения и имеют энергию, существенно меньшую, чем начальная. Поэтому можно рассчитывать, что они не вызовут эрозию поверхностного слоя зеркал.

Ввиду того, что поверхностный слой на зеркале имеет некоторую проводимость, заряд падающих на зеркало электронов не будет накапливаться (в противном случае накопление заряда могло бы привести к поверхностному пробоем зеркала и его выходу из строя).

Несколько другая картина может быть реализована для ионов. Ионы на периферии плазменного образования ускоряются к центру полем пространственного заряда пучка. В случае прилипания электронов теперь уже энергичные нейтральные частицы (*a*, возможно, и отрицательные ионы) могут (в отсутствие повторной ионизации) попасть на зеркало и вызвать его разрушение. Для уменьшения этой опасности зеркала (глухое и выходное, диаметром 45 мм) вынесены за пределы камеры на расстояние ≈ 80 мм.

Контроль эффективности системы накачки ведется путем сравнения энергии излучения с энергией инжектируемого пучка в зависимости от величины приложенного мультипольного магнитного поля. Измерение мощности (энергии) лазерного излучения и характера распределения плотности выходного излучения по поперечному сечению осуществляется по известной методике [8].

Численное моделирование

Задача численного моделирования планируемого эксперимента распадается на три самостоятельные частные задачи. *Первая задача* — расчет транспортировки пучка в камере. Учитывая, что напряженность электрического поля в плазме ограничена величиной пробойной напряженности поля, можно рассчитывать транспортировку пучка без учета влияния электрического поля. Сходная задача решалась ранее методом Монте-Карло [1]. Отличие состоит в наличии дополнительных маг-

нитных пробок на торцах камеры, несколько иной конфигурации мультипольного магнитного поля (более широкие устья для инъекции пучка и измерительных токоснимателей) и в несимметричной (одиночной) инъекции пучка. *Вторая задача* — определение деградиационного спектра электронов каскада — решалась неоднократно многими авторами, правда, для конкретных смесей газов. *Третья задача* — самосогласованный расчет электрического поля и кинетики плазмы пучкового разряда. В той постановке последней задачи, которая планируется на данном этапе, не предполагается расчет реальной функции распределения плазменных электронов по энергии (она полагается максвелловской), поэтому можно обойтись данными о средней энергии образования компонент плазмы для конкретной смеси газов.

Рассмотрим задачу влияния на плазменную кинетику электрического поля, возникающего при инъекции электронного пучка в камеру. Пренебрежем эффектом от вихревого электрического поля, порождаемого магнитным полем, связанным с пучком, и главным образом на переднем фронте нарастания тока пучка. Потенциальное электрическое поле возникает из-за внедряемого в камеру заряда как следствие торможения электронов пучка в газе. Баланс пространственного заряда в единице объема описывается уравнением

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div} \vec{J} = 0. \quad (3)$$

Здесь полный ток состоит из двух слагаемых: тока пучка J_b и плазменного тока (в данном случае током ионов можно пренебречь ввиду их существенно меньшей подвижности, чем у электронов), т. е.

$$\vec{J} = \vec{J}_b + n_e \vec{V}_e, \quad (4)$$

где n_e — плотность вторичных (плазменных) электронов;

\vec{V}_e — их скорость дрейфа.

Заряд, вносимый в объем электронами пучка, приводит к быстрому росту напряженности электрического поля, которое стремится затормозить электроны пучка. В отсутствие газа в камере максимальная величина поля ограничена образованием виртуального катода, "запирающего" пучок. При наличии газа рост поля ограничен величиной напряженности, при которой происходит электрический пробой газа, в результате чего образуется плазма высокой плотности, способная экранировать электрическое поле пучка. В процессе деградации электронов пучка уже образуется плазма с плотностью, превышающей плотность пучковых электронов на несколько порядков. Порождаемое

пространственным зарядом пучка электрическое поле способствует еще более быстрому росту плотности плазмы за счет лавинной ионизации вторичными электронами. Поэтому уже через короткое время $\sim 10^{-8}$ с плазму в объеме можно считать квазинейтральной, и в этом случае уравнение (3) переходит в уравнение непрерывности:

$$\operatorname{div} \vec{J} = 0. \quad (5)$$

В случае, когда диффузией электронов можно пренебречь, скорость дрейфа плазменных электронов \vec{V}_e определяется скоростью, которую они могут набрать в электрическом поле на транспортной длине, т. е. за время между двумя столкновениями, приводящими к полной хаотизации их движения. При наличии внешнего магнитного поля движение электронов между двумя такими столкновениями можно описать уравнением

$$\frac{d\vec{V}}{dt} = \frac{e}{m_e} (\vec{E} + [\vec{V} \times \vec{B}]). \quad (6)$$

В первом приближении можно положить

$$\vec{V}_e = \vec{a} \cdot \frac{\tau}{2},$$

где \vec{a} — правая часть уравнения (6);

τ — время между столкновениями с потерей направленной скорости $\tau = 1/v_{ea}$ (v_{ea} — транспортная частота).

При этом направленную составляющую скорости электронов в присутствии магнитного поля можно оценить как

$$\vec{V} = \frac{\mu}{1 + \mu^2 \cdot B^2} (\vec{E} + \mu \cdot ([\vec{E} \times \vec{B}] + (\vec{V} \cdot \vec{B}) \cdot \vec{B})). \quad (7)$$

Здесь множитель $\frac{e}{2v_{ea}m_e}$ заменен подвижностью электронов μ .

Перепишем (7) в компонентном виде, положив, что \vec{V}_{\parallel} и \vec{E}_{\parallel} направлены вдоль магнитного поля, а \vec{V}_{\perp} и \vec{E}_{\perp} — поперек.

$$\vec{V}_{\parallel} = \mu \cdot \vec{E}_{\parallel}; \quad (8)$$

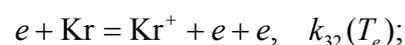
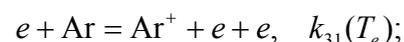
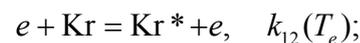
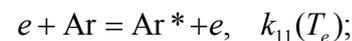
$$\vec{V}_{\perp} = \frac{\mu \cdot \vec{E}_{\perp}}{1 + \mu^2 \cdot B^2} + \frac{\mu^2}{1 + \mu^2 \cdot B^2} \cdot [\vec{E}_{\perp} \times \vec{B}]. \quad (9)$$

Если пренебречь дрейфом в скрещенных полях (второй член уравнения (9)), то

$$\vec{V}_{\perp} = \frac{\mu \cdot \vec{E}_{\perp}}{1 + \mu^2 \cdot B^2}. \quad (10)$$

Учитывая явную анизотропию движения электронов вдоль (8) и поперек (9) магнитного поля, имеет смысл организовать численную схему решения уравнения (5) на криволинейной сетке, образуемой магнитными силовыми линиями и поверхностями постоянного магнитного потенциала. Пренебрегая краевыми эффектами (изменением величин электрического и магнитного потенциалов вдоль оси лазера по сравнению с их изменением в поперечном направлении) после замены в (9), (10) компонент электрического поля через его потенциал ϕ с помощью выражения $\vec{E} = -\operatorname{grad}(\phi)$ и подстановки его в (4), (5), получим двухмерное стационарное уравнение теплопроводности, в правой части которого в качестве источника стоит $\operatorname{div}(\vec{J}_b)$. Последняя величина фактически является распределением в объеме заряда остановившихся пучковых электронов, которое может быть получено в ходе моделирования транспортировки пучка в среде методом Монте-Карло. Для полученного уравнения естественным граничным условием является $\phi|_{\Gamma} = 0$, где Γ — граница поперечного сечения камеры, выполненной из металла.

Для решения задачи о влиянии индуцированного электрического поля на генерационные характеристики лазера необходимо решать уравнения, описывающие кинетику заселенностей лазерных уровней. Мы планируем использовать (в усеченном виде) модель, разработанную А. Г. Молчановым [9], из которой исключены процессы, связанные с кинетикой колебательных уровней, но максимально учтено влияние плазменных электронов в таких реакциях, как:



$$\begin{aligned}
 e + \text{Ar}^* &= \text{Ar}^+ + e + e, & k_{51}(T_e); \\
 e + \text{Kr}^* &= \text{Kr}^+ + e + e, & k_{52}(T_e); \\
 e + \text{Ar}^{**} &= \text{Ar}^+ + e + e, & k_{61}(T_e); \\
 e + \text{Kr}^{**} &= \text{Kr}^+ + e + e, & k_{62}(T_e); \\
 e + \text{Ar}_2^* &= \text{Ar}_2^{**} + e, & k_{71}(T_e); \\
 e + \text{Kr}_2^* &= \text{Kr}_2^{**} + e, & k_{72}(T_e); \\
 e + \text{Ar}_2^+ &= \text{Ar}_2^+ + e + e, & k_{81}(T_e); \\
 e + \text{Kr}_2^+ &= \text{Kr}_2^+ + e + e, & k_{82}(T_e); \\
 e + \text{Ar}_2^{**} &= \text{Ar}_2^+ + e + e, & k_{91}(T_e); \\
 e + \text{Kr}_2^{**} &= \text{Kr}_2^+ + e + e, & k_{92}(T_e),
 \end{aligned}$$

константы скоростей которых связаны через принцип детального равновесия соотношением $k_{-ij}(T_e) = e^{E_{ij}/kT_e} k_{ij}(T_e)$. Для расчета плотности вторичных (плазменных) электронов и их температуры T_e требуются уравнения:

$$\begin{aligned}
 \frac{dn_e}{dt} &= W_b(t) \frac{\delta_{\text{Ar}}}{E_{\text{Ar}}^i} + W_b(t) \frac{\delta_{\text{Kr}}}{E_{\text{Kr}}^i} - \\
 &- k_a N_{F2} n_e + v_i(T_e) n_e; \tag{11}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \frac{d}{dt} \left(n_e \frac{3}{2} kT_e \right) &= \varepsilon_{\text{Ar}} \cdot W_b(t) \frac{\delta_{\text{Ar}}}{E_{\text{Ar}}^i} + \varepsilon_{\text{Kr}} \cdot W_b(t) \frac{\delta_{\text{Kr}}}{E_{\text{Kr}}^i} - \\
 - \frac{3}{2} kT_e \cdot k_a N_{F2} n_e - I_i v_i(T_e) n_e - I_{ex} v_{ex}(T_e) n_e + \vec{j}_e \cdot \vec{E}. \tag{12}
 \end{aligned}$$

В уравнениях (11) и (12) первые два члена описывают появление вторичных электронов в результате деградации пучка, k_a — константа прилипания электронов к молекулярному фтору, а $v_i(T_e) n_e$ описывает лавинную ионизацию вторич-

ными электронами в присутствии электрического поля.

Уравнение (12) описывает баланс энергии плазменных электронов. Здесь ε_{Ar} , ε_{Kr} — энергия вторичных электронов, рождающихся при ионизации пучком аргона и криптона, соответственно; I_i — эффективный потенциал ионизации среды; v_{ex} и I_{ex} — частота неупругих взаимодействий плазменных электронов со средой и энергия, теряемая ими при этом, а член $\vec{j}_e \cdot \vec{E}$ описывает их Джоулев нагрев.

Заключение

В работе рассмотрен экспериментальный стенд-лазер как частный случай реализации системы инжекционной газовой электроники. Представлены экспериментальные результаты и их теоретический анализ, подтверждающие эффективность используемой технологии.

Работа выполнена при поддержке гранта
08-08-12203-офи.

Литература

1. Arlantsev S. V., Mkhaidze G. P., Savin A. A.// Plasma sources sci. Technol. 1995. No. 4. P. 147.
2. Мхеидзе Г. П.// Энциклопедия низкотемпературной плазмы/Под ред. Фортова. — М.: Наука, 2000. Кн. 4. С. 126.
3. Арланцев С. В., Бондарь Ю. Ф., Кузьмин Г. П. и др.// Прикладная физика. 2006. № 1. С. 43.
4. Карлов Н. В.// Лекции по квантовой электронике. — М.: Наука, 1983.
5. Бондарь Ю. Ф., Заворотный С. И., Ипатов А. Л. и др.// КСФ ФИАН. 1982. № 1. С. 3.
6. Бондарь Ю. Ф., Ковальчук Б. М., Рыбалов А. М. и др.// ПТЭ. 1974. № 1. С. 25.
7. Бондарь Ю. Ф., Заворотный С. И., Ипатов А. Л. и др.// Физика плазмы. 1982. Т. 8. Вып. 5. С. 941.
8. Справочник по лазерам. Т. 2. Ч. 6. — М.: Сов. радио, 1978.
9. Молчанов А. Г. Теория активных сред эксимерных лазеров: Тр./ ФИАН, 1986, № 171. С. 54—127.

An effective way of gas laser pump with an electronic beam. An experimental installation SIGE-1

S. V. Arlantsev

Orlov «Special Design Engineering Bureau of High-Energy Lasers “Granat” »,
95 Volokolamsk road, Moscow, 125424, Russia
E-mail: arlantsev@mail.ru

G. P. Kuzmin, I. M. Minaev, G. P. Mkheidze, O. V. Tikhonovich, D. K. Ulyanov
Prokhorov General Physics Institute, Russian Academy of Sciences,
38 Vavilov str., Moscow, 119991, Russia

Lasers, sources of coherent ultra-violet (UV) and vacuum UV (VUV) radiation, plasma-chemical reactors, reactors for cleaning of foul gazes etc. can be related to the sort of installations the working environment of those is plasma, formed as a result of interaction of high-current relativistic electronic beam with gas (HCREB). The effectiveness of these installations integrated with the main title Systems of Injection Gas Electronics (SIGE) generally depends on the effectiveness of the pump energy transmission to the gas ($\eta_g = W_g/W_b$) and the transformation effectiveness of the transmitted energy to the gas W_g into the energy of the final product W_{in} ($\eta_{in} = W_{in}/W_g$). The experimental stand-laser is considered in this work as a special case of SIGE which is going to be realized a new effective pump way to optimize the heat input η_g and the available outlet η_{in} .

PACS: 41.75.-i

Keywords: laser, electron beam, gas, injection, electronics.

Bibliography — 9 references.

Received 28 October 2009

* * *